

Über einen neuen empfindlichen Lichtzähler*).

Von Rolf Tzschaschel.

Mit 10 Abbildungen. (Eingegangen am 13. September 1938.)

Es wird ein Lichtzähler entwickelt mit der Eigenschaft, jedes ausgelöste Photoelektron zu registrieren. Dazu werden die Primärelektronen in einem homogenen Felde beschleunigt und durch Stoßionisation verstärkt. Die Elektronen der hierbei entstehenden Elektronenlawine treten zum Teil durch ein Netz in den Zählbereich eines Spitzenzählers und bringen diesen zum Ansprechen. Die Zähleigenschaften dieser Apparatur werden in bezug auf Dunkeffekt, Auflösungsvermögen und Eigenerregung untersucht und diskutiert. Die relative Ausbeute d. h. das Verhältnis der gezählten Impulse zu den primär erzeugten Elektronen ist eine Funktion der Feldstärke. Es ergibt sich hierbei ein Sättigungswert von 0,25, d. h. jedes vierte Photoelektron wird gezählt.

1. Einleitung.

a) *Übersicht.* Es ist bekannt, daß das Geiger-Müllersche Zählrohr und der Geigersche Spitzenzähler zum Lichtzähler werden, wenn am Kathodenzylinder bzw. der Stirnwand Elektronen durch Photoeffekt ausgelöst werden, die dann in bekannter Weise zu einer Entladung führen. Gegenüber den üblichen Photozellen weisen die Zähler den Vorteil auf, daß ein einzelnes Elektron genügt, durch Stoßverstärkung einen meßbaren Impuls zu erzeugen, während die Photozelle die Einzelelektronen summiert, die dann beispielsweise elektrometrisch als Strom nachgewiesen werden. Um daher geringe Lichtintensitäten mit der Photozelle noch einwandfrei nachweisen zu können, sind elektrometrische Meßgeräte extrem hoher Empfindlichkeit erforderlich, wohingegen bei Zähleranordnungen lediglich einfache Verstärker und Registriergeräte zur Anwendung gelangen. Es scheint daher der Zähler zum Nachweis geringer Strahlungsintensitäten besonders geeignet zu sein.

Im Zusammenhang mit der viel umstrittenen mitogenetischen Strahlung wurden nun in den letzten Jahren von den verschiedensten Autoren Messungen über die absolute photoelektrische Ausbeute der Zählrohre und Spitzenzähler vorgenommen und Vergleiche angestellt mit den bekannten Ausbeuten verschiedener Metalle, die bisher an Vakuumphotozellen gemacht wurden. Die Ergebnisse der verschiedenen Arbeiten sind für gleiche Wellenlänge und gleiches Kathodenmaterial sehr unterschiedlich. Zum Teil scheinen die Ausbeuten der Zähler die der Vakuumzellen annähernd zu

*) D. 27.

erreichen, teilweise sind sie um ein bis zwei Zehnerpotenzen kleiner. Messungen, bei denen ein und dieselbe Apparatur einmal als Photozelle, ein anderes Mal als Zähler benutzt wird, liegen so gut wie gar nicht vor, da sie aus prinzipiellen Gründen schwierig sind.

Aus zwei Gründen können die Elektronenausbeuten der Zählrohre kleiner sein als diejenigen der Vakuumphotozellen: Erstens kann der Photoeffekt als solcher durch die Anwesenheit eines Gases und der damit verbundenen Gasbeladung der Kathode im ungünstigen Sinne beeinflußt werden. Der zweite und auch wichtigere Grund dürfte folgender sein: Das Feld des Zählers ist inhomogen. Die Hauptfeldstärke konzentriert sich um den Zähldraht bzw. die Spitze, die Feldstärke vor der Kathode ist extrem klein, so daß ein großer Teil der ausgelösten Photoelektronen zur Kathode zurückdiffundiert, ehe sie die zur Stoßionisation erforderliche Energie erlangt haben. Es wird also immer ein gewisser Bruchteil an Photoelektronen ausfallen und keine Zählimpulse erzeugen. Beim Spitzenzähler sind die Verhältnisse sogar noch ungünstiger als beim Zählrohr. Eine kurze größenordnungsmäßige Überschlagsrechnung zeigt nämlich, daß bei gleichen Abständen Zählrohr—Zylinder (Zählrohr) bzw. Spitze—Stirnfläche (Spitzenzähler) die Feldstärke beim Spitzenzähler um etwa zwei Zehnerpotenzen kleiner als beim Zählrohr ist. Mit Vergrößerung der Feldstärke vor der Kathode müßte die Rückdiffusionswahrscheinlichkeit kleiner werden und eine Vergrößerung der Ausbeute zu erreichen sein. Eine Bestätigung dieser Annahme ist von Christoph¹⁾ in einer experimentellen Arbeit gegeben worden.

b) *Orientierende Versuche.* Ich selbst habe die günstigeren Ausbeuteverhältnisse, die durch Vergrößerung der Feldstärke vor der Kathode entstehen, durch folgende rein qualitative Versuchsreihen bestätigt gefunden.

Ein als Photozelle geschalteter Spitzenzähler, dessen Stirnwand als lichtempfindliche Kathode diente, wurde mit dem unzerlegten Licht einer Quecksilberquarzlampe bestrahlt. Der Photostrom wurde mit einem Einfeldenelektrometer gemessen. Die Messungen wurden einmal im Hochvakuum, das andere Mal bei Anwesenheit von Gasen verschiedener Drucke vorgenommen. Im ersten Falle mißt man den reinen Primärelektronenstrom I_0 , im zweiten Falle einen bei höheren Spannungen durch Stoßionisation verstärkten Strom I .

Infolge des stark inhomogenen Feldes ließen sich jedoch keine genauen Werte für den reinen primären Elektronenstrom im Gase erhalten. Die

¹⁾ W. Christoph, Phys. ZS, 8, 265, 1936.

Stoßionisation setzt bereits bei Spannungen ein, bei denen bei weitem noch keine Sättigung des Primärstromes an der Kathode erreicht ist. Ganz allgemein läßt sich aus diesen Versuchen nur folgern, daß im stark inhomogenen Feld eines Spitzenzählers die Elektronenausbeute bei Anwesenheit von Gasen stark herabgesetzt wird.

Dieselben Messungen werden nun an einem Plattenkondensator vorgenommen, dessen Platten zur Homogenisierung des Feldes mit einem Schutzring umgeben waren. Durch das homogene Feld sind die Feldstärkeverhältnisse wesentlich günstiger als beim Spitzenzähler, und es wurden dementsprechend auch günstigere Verhältniszahlen der Primärelektronenströme im Hochvakuum und im Gas gefunden. Ein Meßergebnis ist in Fig. 1 dargestellt. Es wurde bei 10 mm Luft und einem Plattenabstand

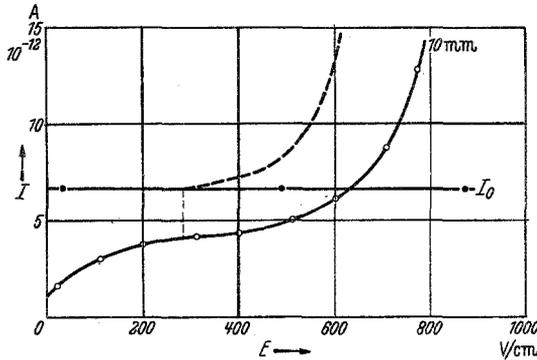


Fig. 1. Strom-Spannungscharakteristik des homogenen Feldes.

von 0,5 cm gemessen. Die Parallele zur Abszissenachse ist der Primärelektronenstrom I_0 im Vakuum, die ausgezogene Kurve, die Messung im Gas. Aus der gestrichelten Kurve, die für ein vorgegebenes I_0 aus der Townsend'schen Stoßionisationsformel berechnet wurde, ergibt sich die Feldstärke, bei der Stoßionisation merklich einzusetzen beginnt. Man kann so den Primärelektronenstrom der im Gas gemessenen Kurve einigermaßen genau bestimmen und sieht, daß er ungefähr $\frac{2}{3}$ des im Hochvakuum gemessenen ausmacht, ein Ergebnis, das wesentlich günstiger als das beim Spitzenzähler gefundene ist.

Auf Grund der günstigen Elektronenausbeute wäre es naheliegend, das homogene Feld selbst als Zähler zu verwenden. Um die Impulse einzelner Elektronen mit einem Röhrenverstärker noch einwandfrei registrieren zu können, müßten diese durch Stoßionisation verstärkt werden. Die geringste Elektrizitätsmenge, die noch einen meßbaren Stromstoß erzeugt, ist eine

Ladung von 10^{-14} bis 10^{-15} Coul. Dies entspricht einer Mindestverstärkung des Primärelektrons um den Faktor 10^4 . Dieser Verstärkungsfaktor läßt sich jedoch in einer einzigen Entladungsstrecke nicht mit der genügenden Konstanz erzeugen, da bei diesen hohen Verstärkungen geringe Schwankungen der Feldstärke den Verstärkungsfaktor bereits wesentlich ändern würden. Der Zählmechanismus im homogenen Feld ist vorhanden und auch schon beobachtet worden, wegen der extrem hohen Konstanz, die von der Feldstärke gefordert werden muß, ist jedoch von einer Entwicklung der Apparatur in dieser Richtung abgesehen worden.

c) *Problemstellung.* Zweck dieser Arbeit ist es nun, den Ausbeutevorteil des homogenen Feldes vor den inhomogenen Feldern gewöhnlicher Zähler auszunutzen zur Entwicklung einer neuen Zähleranordnung, die es gestattet, ausgelöste Photoelektronen quantitativ zu registrieren, ohne daß man dabei die hohen Anforderungen an Feldstärkekonstanz stellen muß, wie es beim homogenen Feld allein der Fall ist. Außerdem soll eine Methode gefunden werden, mit Hilfe der man das Verhältnis der ausgelösten Photoelektronen zu den wirklich gezählten quantitativ messen kann.

2. Die Apparatur.

a) *Aufbau.* Der Aufbau der Apparatur, dargestellt in Fig. 2, ist folgender: Die Photoelektronen werden in einem Plattenkondensator erzeugt, dessen negative Platte als lichtempfindliche Kathode dient (K). Die Bestrahlung erfolgt durch das Quarzfenster Q . Die ausgelösten Elektronen werden im Kondensatorfeld beschleunigt und durch Stoßionisation verstärkt. Die entstehende Elektronenlawine gelangt zum Auffänger, der hier aus einem feinmaschigen Netz besteht, das gleichzeitig die Stirnwand des Spitzenzählers bildet¹⁾.

Der Spitzenzähler mit dem Schutzring S wird von den in der Figur schraffiert gezeichneten Bernsteinträgern B_s und B_p gehalten und ist vermittels der Messingbolzen M_b an der oberen Verschlussplatte B des Meßgefäßes befestigt. Die Leitungen zum Schutzring, Zählergehäuse und Spitze, die zur Feldverstärkung noch den Wulst W trägt, sind getrennt durch die Bernsteinisolatoren I herausgeführt. Vermittels eines Federungskörpers K_p kann der Abstand der Kathode unter Vakuum bzw. vermindertem Druck verändert werden. Das Thermometer erwies sich erforderlich zur Umrechnung des Gasdruckes auf Normalbedingungen. Besonderer Wert mußte auf die Herstellung des feinmaschigen Netzes gelegt werden. Es wurde

¹⁾ Dieser wurde einem Zählrohr vorgezogen, weil die Anzahl der Leerimpulse erheblich kleiner ist.

Konstantendraht von 0,08 mm Durchmesser verwandt, der in Abständen von 0,3 mm auf die Stirnfläche des Spitzenzählers aufgelötet wurde. Es gelang nach verschiedensten Versuchen, ein vollkommen straffes, homogenes Drahtgitter zu erhalten.

Es ist nun, bei geeigneten Feldverhältnissen, zu erwarten, daß ein Teil der Elektronen jeder Lawine durch das Netz hindurchtritt, in den wirk-samen Bereich des Zählers gelangt und so einen Zählimpuls hervorruft. Die

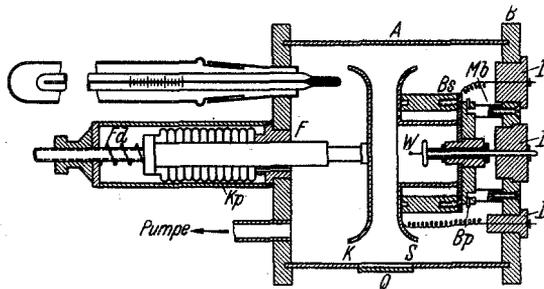


Fig. 2. Die Apparatur.

Wahrscheinlichkeit, daß ein Primärelektron einen Zählstoß erzeugt, müßte mit zunehmender Größe der Lawine, also Vergrößerung der Feldstärke, steigen. Wie später genauer ausgeführt werden wird, läßt sich jedoch die Verstärkung nicht beliebig hochtreiben, da bei zu hohen Feldstärken sich der Durchgriff des homogenen Feldes in das Spitzenfeld bemerkbar macht und die Arbeitsbedingungen des Zählers stark verändert.

Es soll nun nicht die Quantenausbeute des Zählers gemessen werden, sondern ein möglichst günstiges Verhältnis der gezählten zu den ausgelösten Photoelektronen erreicht und sein genauer Wert durch Messungen bestimmt werden. Ich bezeichne die Zahl der sekundlich registrierten Zählimpulse mit I_z , die Zahl der sekundlich ausgelösten Photoelektronen mit i_0 . Der Quotient I_z/i_0 , den ich im folgenden immer als „Ausbeute“ bezeichnen möchte, soll als Funktion der am homogenen Feld liegenden Feldstärke E bzw. des Quotienten E/p_0 (p_0 ist der auf Normalbedingungen umgerechnete Druck im Zähler) für verschiedene Gasdrucke dargestellt werden. Die Messung des Primärelektronenstromes geschieht elektrometrisch, wobei die Kathode mit dem ungeschwächten Licht der in einem Doppelmonochromator ausgesonderten Quecksilberresonanzlinie 2537 \AA bestrahlt wird. Da zur Zählung die Intensität der Linie zu groß ist, muß dieselbe durch Schwächung mit geeigneten Filtern auf den richtigen Wert gebracht werden. Größe und Anordnung der Filter wird an anderer Stelle beschrieben. Die

Festlegung auf eine bestimmte Wellenlänge, die an sich bei meinen relativen Ausbeutemessungen nicht notwendig wäre — man könnte ebenso gut mit dem ganzen Wellenlängengemisch arbeiten —, geschah eben deshalb, um eine definierte meßbare Schwächung der Lichtintensität durch die Filter zu bekommen, da dies für die genaue Bestimmung von I_z/i_0 erforderlich ist. Das Kathodenmaterial als solches spielt bei den Messungen jedoch keine Rolle. Es braucht keine extrem hohe photoelektrische Empfindlichkeit, d. h. Quantenausbeute, erreicht werden, deshalb bestand die Kathode aus Messing.

Die Aufteilung des Meßgefäßes in zwei getrennte Teile, in die Vorverstärkungstrecke und den eigentlichen Zähler, ist in ähnlicher Weise von Winkler¹⁾ in der „Doppelverstärkeranordnung zum Nachweis einzelner Glühelctronen“ angewandt worden. Da bei Winkler die Elektronen im inhomogenen Feld erzeugt und vorverstärkt werden und durch den Durchgriff des starken homogenen Feldes in dieses hineingezogen werden, ist die Arbeitsweise dieser Apparatur in gewisser Weise günstiger als in meinem Falle, bei dem der Vorgang gerade umgekehrt verläuft. Winkler erzeugt die Elektronen glühelctrisch aus einem Draht.

Man könnte natürlich die Elektronen auch photoelektrisch durch Bestrahlung des *Drahtes* mit Licht erzeugen. Dies erforderte aber eine sehr genaue Fokussierung des Lichtstrahls, die, wenn es sich um den Nachweis extrem kleiner Lichtintensitäten unbekannter Art handelt, nicht ganz einfach ist. Deshalb dürfte meine Anordnung wegen der einfacheren optischen Justierung für Lichtmessungen günstiger sein.

b) *Die Schaltung der Apparatur.* Die Messung des primären Elektronenstromes konnte nur durch eine elektrometrische Methode erfolgen. In diesem Falle waren Spitze und Zählergehäuse verbunden und dienten als Auffänger, der zum System des Elektrometers führte. Dieses wurde in bekannter Weise mittels einer Eichkapazität auf Spannungs- und Stromempfindlichkeit geeicht. Der Schutzring *S* war geerdet. Sollte gezählt werden, so erhielten Kondensator und Zähler getrennte Spannungen, wobei die Spitze gegenüber dem Zählergehäuse positiv war, welches seinerseits gegenüber der Kathode wieder positives Potential hatte. Der Zählerableitwiderstand war in zwei Widerstände aufgeteilt, deren einer am Gehäuse, der andere in der Zuleitung zur Spitze lag. Die Ankopplungskapazität zum Verstärker lag am Ableitwiderstand der Spitze.

Der Verstärker selbst war ein dreistufiger Widerstandsverstärker mit zwei parallel geschalteten RE 134 in der Endstufe. Als Registriergerät diente ein empfindlicher Uhrwerkszähler.

¹⁾ E. H. Winkler, ZS. f. Phys. **107**, 235, 1937.

c) *Die Spannungsquelle der Apparatur.* Die Spannungen für Zähler und Feld, die gemeinsam aus einer in der Mitte geerdeten Spannungsquelle entnommen werden können, wurden zuerst aus einem Gleichrichter mit Röhrenstabilisator geliefert, der maximal 1400 Volt gab. Das Gerät arbeitete sehr konstant und konnte für die meisten Untersuchungen über die Zähleigenschaften der neuen Apparatur benutzt werden. Bei den elektrometrischen Messungen zeigte es jedoch gewisse Nachteile. Es ließ sich eine feine Welligkeit des Gleichstromes nicht ganz vermeiden, die zwar sonst nicht störte, die aber bei der hohen Empfindlichkeit des Elektrometers — sie betrug bei allen Messungen $\frac{1}{100}$ Volt/Skt. — das Bild des Fadens stark verwaschen machte. Die elektrometrischen — und überhaupt die letzten endgültigen Ausbeutemessungen sind mit einer Akkumulatoren-batterie von maximal 1200 Volt gemacht worden. Die Spannung konnte auf etwa $2\frac{0}{100}$ genau eingestellt und konstant gehalten werden.

d) *Optischer Aufbau der Apparatur.* Als Strahlenquelle diente eine Quecksilberhochdrucklampe, deren Strahlung in einem Quarzdoppelmonochromator spektral zerlegt wurde. Um eine möglichst konstante Strahlung zu erhalten, brannte die Lampe aus der Batterie des Städtischen Elektrizitätswerkes, außerdem wurde der Strom weiterhin durch geeignete Eisenwasserstoffwiderstände stabilisiert. Die für alle Untersuchungen verwandte Quecksilberresonanzlinie 2537 \AA wurde scharf auf den Ausgangspalt des Monochromators eingestellt und vermittels Quarzlinsen auf die Kathode abgebildet. Der Halter für die Schwächungsfilter saß am Ausgangspalt des Monochromators.

Es mußte Wert darauf gelegt werden, daß das Spaltbild genau in der Mitte der Kathode lag und nicht zu breit war. Denn wenn ein einzelnes Elektron durch Stoßionisation beispielsweise um den Faktor 100 verstärkt wird, so hat die entstehende Elektronenlawine eine gewisse Breite; bei einem Druck von 16 mm Hg, den ich hauptsächlich verwandte, und den gegebenen geometrischen Dimensionen beträgt sie etwa 3 mm [nach Raether¹⁾]. Würde die Auslösung des Photoelektrons zu weit außerhalb der Mitte erfolgen, so wäre es möglich, daß die Lawine nicht oder nur teilweise in den wirksamen Bereich des Spitzenzählers gelangt. Eine direkte Messung des wirksamen Bereiches ließ sich bei mir nicht machen. Man kann jedoch ohne weiteres annehmen, daß die Größenordnung des Bereiches gleich der ist, die z. B. Sturm²⁾ für seine Lichtzähler gefunden hat, und die eine Kreisfläche in der Mitte der Kathode von $3,5 \text{ cm}^2$ umfaßt. Es ist daher mit Sicherheit anzunehmen, daß jede Lawine in den wirksamen Zählbereich gelangt.

¹⁾ H. Raether, ZS. f. Phys. **107**, 91, 1937. — ²⁾ B. Sturm, ebenda **93**, 365, 1935.

3. Die Arbeitsweise des Zählers.

a) *Die Dunkelstoßzahl.* Um einen Einblick in die Arbeitsweise des Zählers zu bekommen, mußte zuerst der Dunkeleffekt untersucht werden. Es war von vornherein nicht abzusehen, in welcher Art das Netz seine Wirkungsweise beeinträchtigt. Nach den Beobachtungen von Sturm (a. a. O.) soll eine hohe Dunkelstoßzahl im wesentlichen durch feine Unebenheiten der Stirnfläche hervorgerufen werden. Sie sei durch gute Politur zu vermeiden. Da im Falle eines Netzes die Feldverteilung anders als bei einer sehr gut polierten Oberfläche ist, so war eine starke Vergrößerung des Dunkeleffektes nicht unwahrscheinlich. Die Messungen, die mit verschiedenen Netzen, einmal einem grobmaschigen Nickelnetz, das andere Mal mit dem oben beschriebenen feinen Konstantandrahtnetz gemacht wurden, zeigten das Gegenteil. Der Resteffekt war im Höchsthalle 6 Impulse/min. Bei den meisten Untersuchungen lag er konstant bei 2 Impulsen/min. Dies bezieht sich auf den Zähler allein ohne Beschleunigungsstrecke, die Kathode war mit dem Zählergehäuse verbunden. Bei Anlegen verschiedener Spannungen an das homogene Feld blieb die Dunkelstoßzahl erhalten, nur bei zu hohen Spannungen stieg sie an. Dies liegt aber an der an späterer Stelle beschriebenen Verschiebung der Arbeitsspannung des Zählers.

b) *Das Auflösungsvermögen der Apparatur.* Als weiteres mußte untersucht werden, ob und inwieweit die Aufteilung des Zählers in zwei getrennte Strecken das Auflösungsvermögen beeinflußt, d. h. die kleinste Zeit, in der zwei aufeinanderfolgende Entladungen noch als getrennt registriert werden.

Die Messung des Auflösungsvermögens geschah nach einer von Volz¹⁾ angegebenen Methode durch Bestimmung der maximalen Teilchenzahl, die von der Apparatur pro Minute registriert wird. Um genau feststellen zu können, ob eine Beeinflussung durch das homogene Feld im ungünstigen Sinne vorhanden ist, wird einmal ohne äußeres Feld mit einem starken radioaktiven Präparat bestrahlt, das andere Mal die Kathode bei hoher Feldstärke mit UV bestrahlt und für beide Fälle die Trennzeit bestimmt. Gasdruck war 16 mm Hg Wasserstoff, die Feldstärke im zweiten Falle $E = 900$ Volt/cm. Es ergab sich:

1. Für den Zähler ohne Feld: Maximale Teilchenzahl $N = 1310$ /min;
 $\tau = 0,017$ sec.

2. Für den Zähler mit Feld: Maximale Teilchenzahl $N = 1155$ /min;
 $\tau = 0,019$ sec.

¹⁾ H. Volz, ZS. f. Phys. 93, 539, 1935.

Es ergibt sich also innerhalb der bei dieser Methode zu erwartenden Genauigkeit derselbe Wert.

c) *Eigenerregungsuntersuchungen.* Ferner bestand die Möglichkeit, daß der Zähler durch das Zusatzfeld Eigenerregungserscheinungen zeigte, d. h. das Auftreten von typischen Gruppenentladungen, die durch Rückzündung und ähnliche Erscheinungen aus einer ursprünglichen Entladung hervorgehen. Methoden, die Eigenerregung von Zählrohren zu untersuchen, sind von Medikus¹⁾ und Colin²⁾ angegeben worden. Sie gelangen auch hier zur Anwendung. Die vom Verstärker kommenden Impulse werden auf ein empfindliches Relais gegeben, das einen Morseschreiber betätigt, der die Zählstöße auf einen, mit konstanter Geschwindigkeit laufenden Papierstreifen aufschreibt, auf welchen außerdem Zeitmarken aufgedruckt wurden. Die Auswertung erfolgt dadurch, daß die zeitliche Aufeinanderfolge der Zählstöße ausgemessen und in geeignete Intervalle zusammengefaßt wird. Von der Gesamtzahl der registrierten Impulse N wird die betreffende in das zugehörige Intervall fallende Anzahl z abgezogen und dieser Wert $N - z$ über der Intervallgröße, d. h. als Funktion der Zeit auf halblogarithmisches Papier aufgetragen. Liegt keine Eigenerregung vor, so muß die Kurve eine Gerade ergeben, wie die bei Colin (a. a. O.) genau ausgeführte Theorie zeigt. Die dort abgeleitete Endformel lautet:

$$\lg(N - z) = \lg N - \frac{t}{\tau},$$

wobei τ das mittlere Impulsintervall bedeutet. Die Formel stellt die Gleichung einer Geraden dar.

Fig. 3 zeigt eine Kurve, die nach der beschriebenen Methode gemessen wurde. Beschleunigungsspannung war 470 Volt, Plattenabstand $d = 0,5$ cm. Die minutliche Impulszahl ist ziemlich groß gewählt worden, um nicht zu lange registrieren zu müssen, daher mußte die gefundene Impulszahl noch

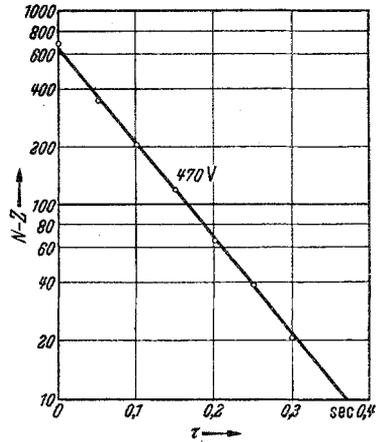


Fig. 3. Die statistische Verteilung der gezählten Impulse.

¹⁾ G. Medikus, ZS. f. Phys. **103**, 76, 1936. — ²⁾ A. Colin, Ann. d. Phys. **21**, 813, 1934.

für das gemessene Auflösungsvermögen korrigiert werden. Die auf Grund des beschränkten Auflösungsvermögens ausgelassenen Impulse wurden nach der bei Volz (a. a. O.) angegebenen Methode berechnet und zu dem kleinsten Intervall addiert.

Der Zähler zeigt also auch bei höheren Beschleunigungsspannungen keine Eigenerrungserscheinungen.

4. Messungen.

a) *Die Messung des Primärelektronenstromes.* Wie schon angegeben, geschah die Messung des Primärelektronenstromes auf elektrometrischem Wege, indem die Kathode mit der ungeschwächten Linie 2537 Å bestrahlt wurde. Um mit Sicherheit unter gleichen Bedingungen wie bei der Zählung von Impulsen zu arbeiten, wurde hierbei am Plattenkondensator eine annähernd gleich große Feldstärke verwendet. Man mißt dann nicht den Primärelektronenstrom I_0 direkt, sondern einen durch Stoßionisation verstärkten Strom I . Man gewinnt damit gleichzeitig den folgenden Vorteil: Mit einem Einfeldenelektrometer lassen sich zuverlässig noch Ströme bis zu etwa 10^{-12} Amp., d. h. 10^7 Elementarladungen/sec messen. Für die Zählung von Impulsen müßte man dann die Lichtintensität um etwa einen Faktor 10^{-7} schwächen, was größere Fehlerquellen bedingen könnte. Mißt man dagegen den durch Stoßionisation verstärkten Strom I , so kann man mit geringerer Bestrahlung und einem entsprechend kleineren Schwächungsverhältnis arbeiten.

Im homogenen Feld läßt sich aus dem gemessenen Strom I der Primärelektronenstrom I_0 leicht berechnen. Ist die Feldstärke an einem Plattenkondensator E , der Plattenabstand d , der Gasdruck p_0 , so gilt nach der Townsendschen Theorie der Stoßionisation für den Strom nach Durchlaufen der Strecke d :

$$I = I_0 \cdot e^{\alpha d}.$$

Dabei ist:

$$\alpha/p_0 = f(E/p_0)$$

eine Funktion der Feldstärke und des Druckes. Mit Hilfe des Stoßionisationskoeffizienten α läßt sich also mit der obigen Formel I_0 aus den gemessenen I berechnen. Bis zu Verstärkungen von 200 ist die Formel ohne Fehler anwendbar, darüber hinaus steigt jedoch der Strom stärker als exponentiell an, da dann die Townsendschen β - und γ -Koeffizienten bereits eine Rolle spielen. Bei meinen Messungen zur I_0 -Bestimmung bin ich mit der Verstärkung nie über 100 gegangen. Die Werte für α/p_0 entnahm

ich bei den meisten Messungen für die bestimmten E/p_0 der von Ayres¹⁾ gemessenen Kurve für Wasserstoff (Knoll, Gasentladungstabellen, S. 72). Zur Kontrolle bestimmte ich für fünf verschiedene E/p_0 -Werte die dazu gehörigen α/p_0 -Werte durch eigene Meßreihen. Dabei diente diesmal das bestrahlte Netz als Elektronenquelle, da der Abstand der massiven Platte verändert werden mußte. Die α -Bestimmung geschah in bekannter Weise dadurch, daß bei konstantem E/p_0 der Strom als Funktion des Plattenabstandes gemessen wurde. α läßt sich dann auf einfache Weise bestimmen. In Fig. 4 ist die von Ayres gemessene Kurve gezeigt. Die fünf Kreise entsprechen den eigenen Messungen. Man sieht eine gute Übereinstimmung, so daß es ohne weiteres gerechtfertigt war, die α/p_0 -Werte aus der Kurve abzulesen.

Zur Zählung von Impulsen mußte, wie bereits erwähnt, der Primärstrom I_0 durch Schwächung der Bestrahlung in genau angebbarem Maße auf einen hinreichend kleinen Wert i_0 herabgesetzt werden. Die Schwächung geschah durch

zwei Schottsche Uviolglasfilter F_1 und F_2 . Die Durchlässigkeit der Filter mit Reflexionsverlusten, ausgedrückt in Prozenten der ungeschwächten Linien, beträgt für:

$$F_1: 0,99\% \pm 0,02\%,$$

$$F_2: 0,096\% \pm 0,006\%.$$

Für die Kombination beider Filter beträgt der Schwächungsfaktor $f = 9,5 \cdot 10^{-6}$. Es ist dann:

$$i_0 = I_0 \cdot 9,5 \cdot 10^{-6}.$$

b) *Ausbeutemessungen (Vorversuche)*. Bei den ersten Messungen blieb die Zählspannung konstant, und zwar war ihr Wert bei der Beschleunigungsspannung Null zu 15 Volt über der Einsatzspannung eingestellt worden. Die Zählimpulse nahmen mit steigender Feldstärke dauernd zu, bis zu einzelnen Durchschlägen, ohne daß die theoretisch erwartete Sättigung eintrat, die vorhanden sein müßte, wenn jedes Primärelektron

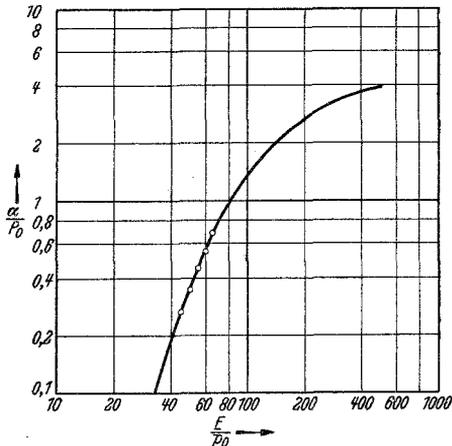


Fig. 4. Stoßionisierungsfunktion für Wasserstoff.

¹⁾ T. L. R. Ayres, Phil. Mag. 45, 353, 1923.

einen Zählimpuls erzeugt. Da sich die Zählspannung bei angelegtem Feld nach kleineren Spannungen verschiebt, war die dauernde Zunahme durchaus

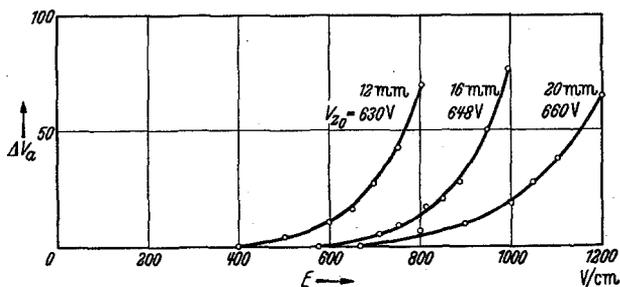


Fig. 5. Verschiebung der Zählereinsatzspannung bei steigender Beschleunigungsfeldstärke.

einzusehen, da man bei konstant gehaltener Zählspannung allmählich aus dem normalen Arbeitsbereich des Zählers herausrückt und in den steilen Anstieg der Zählspannungscharakteristik gelangt. Daher ist bei den weiteren

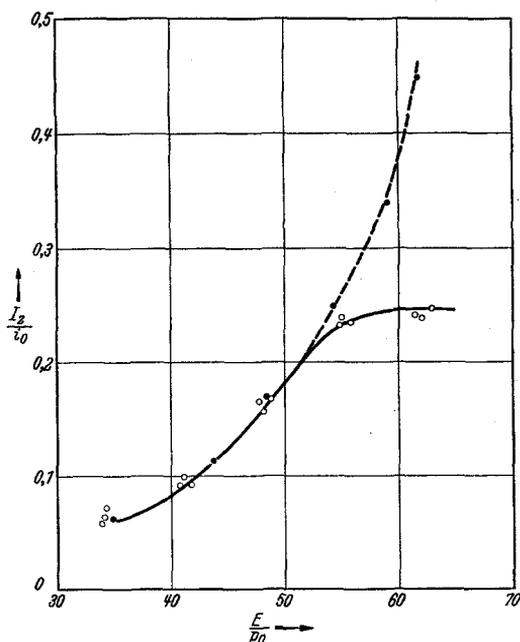


Fig. 6. Erste Ausbeutemessung.

Messungen zunächst die Verschiebung der Einsatzspannung nach kürzeren Spannungen bei Steigerung der Feldstärke am homogenen Feld bestimmt worden. Fig. 5 zeigt die Ergebnisse für drei verschiedene Drucke. Abszisse ist die Feldstärke im homogenen Feld, die Ordinate ΔV_a der Betrag der Verschiebung nach kürzeren Spannungen, V_{z0} die Zählereinsatzspannung bei der Feldstärke Null. Aus dem steilen Anstieg der Kurven ist zu ersehen, daß die Zählerspannung für die jeweilige Feldstärke eingestellt werden mußte.

Es ist nun für jede Feldstärke bei einem Wert, der 15 Volt über der Einsatzspannung lag, gezählt worden. In Fig. 6 ist eine erste Ausbeute-

messung dargestellt. Die gestrichelte Kurve zeigt den dauernden Anstieg bei konstant gehaltener Zählerspannung, bei Einstellung einer jeweiligen Zählschaltung, die 15 Volt über der Einsatzspannung liegt, strebt die Kurve tatsächlich einem Sättigungswert zu, der ungefähr bei 0,25 liegt, d. h. es würde jedes vierte Elektron zur Zählung gelangen. Der Druck war hierbei 16 mm Hg, Füllgas Wasserstoff (dies gilt, wenn nicht ausdrücklich etwas anderes bemerkt wird, für alle Messungen).

Erhöht man nun die Beschleunigungsspannung weiter und stellt die Zählschaltung wiederum 15 Volt über der Einsatzspannung ein, so sinkt

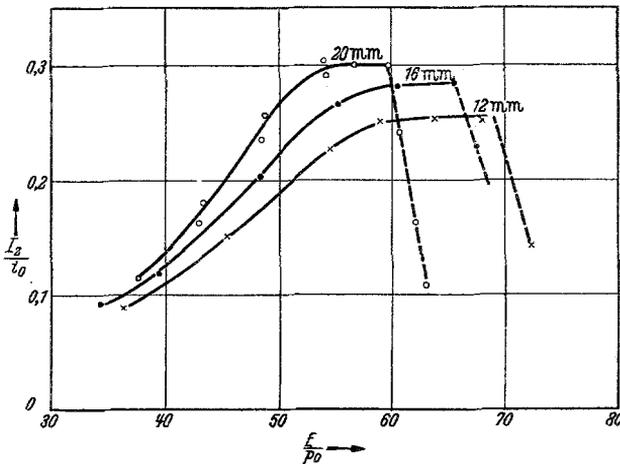


Fig. 7. Ausbeutemessungen für verschiedene Drücke.

die Ausbeute wieder, und zwar von einer gewissen Feldstärke ab sehr schnell, wie dies in Fig. 7 für drei verschiedene Drücke dargestellt ist.

Es ist anzunehmen, daß dieser Abfall durch eine Beeinflussung der Zählercharakteristik durch den statischen Durchgriff des homogenen Feldes verursacht wird. Um dies klarzustellen, waren gesonderte Messungen erforderlich.

c) Messung der Zählschaltungscharakteristik bei verschiedenen Spannungen am homogenen Feld.

Um den Entladungsvorgang im Zähler selbst und nicht im homogenen Feld einzuleiten diente als Strahlungsquelle ein schwaches Poloniumpräparat, das eine definierte Menge α -Teilchen in den Zähler schickte. Die Anordnung, die es gestattet, während des normalen Betriebes die Bestrahlung ein- und auszuschalten, und die in Fig. 2 nicht mitgezeichnet ist, zeigt Fig. 8. Die übrigen Teile der Apparatur sind darin nur schematisch angedeutet. Die auf einer Bernsteinsäule B_s befestigte Poloniumkanone K läßt sich durch den

Schliff S vor eine 0,6 mm starke Bohrung drehen, die sich im Zählergehäuse befindet und durch die die α -Teilchen in den Zähler eintreten können. Bei nur geringer Drehung des Schliffes prallen die α -Teilchen auf die äußere Zählerwand und werden weder registriert, noch stören sie bei anderen Messungen. Zur Vermeidung störender Aufladungen, besonders bei elektrometrischen Messungen, wurde die Poloniumkanone mit dem Zählergehäuse elektrisch verbunden.

Es sind nun Zählspannungscharakteristiken bei verschiedenen Beschleunigungsspannungen als Parameter aufgenommen worden. Das Ergebnis zeigt Fig. 9. Bis zu einer Spannung von 450 Volt bzw. einer Feldstärke von 900 Volt/cm kann noch von einem normalen Zählbereich gesprochen werden. Bis dahin ist es gerechtfertigt, die Arbeitsspannung

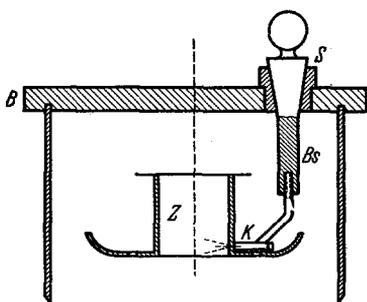


Fig. 8. Zähler mit Poloniumkanone.

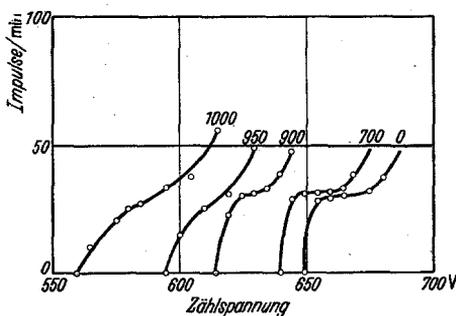


Fig. 9. Zählspannungscharakteristiken
(Parameter: Beschleunigungsfeldstärke).

15 Volt über der Einsatzspannung zu wählen. Nach höheren Spannungen zu ist der Kurvenverlauf ein gänzlich anderer, man bekommt ein kontinuierliches Ansteigen, von einem definierten Arbeitsbereich kann keine Rede mehr sein. Man sieht außerdem, daß bei den beiden letzten Kurven, bei denen die Feldstärke größer als 900 Volt/cm ist, die Impulszahl bei 15 Volt über der Einsatzspannung kleiner ist als die des konstanten Zählbereiches bei niedrigeren Beschleunigungsspannungen. Die Feldstärke von 900 Volt pro cm entspricht in den Ausbeutekurven einem $E/p_0 = 60,5$, bei der Feldstärke 950 Volt/cm, also $E/p_0 = 64$, beginnt die Kurve abzufallen. Hier liegt aber auch die beginnende starke Deformation der Zählspannungscharakteristiken.

d) *Endgültige Ausbeitemessungen.* Für die letzten beiden Feldstärken $E = 950$ Volt/cm und $E = 1000$ Volt/cm wurde nun die Zählspannung nicht einfach 15 Volt über der Einsatzspannung gewählt, sondern nach den gemessenen Charakteristiken die Impulszahl auf gleiche Größe mit der des konstanten Zählbereiches eingestellt. Mit diesen neuen Werten biegen die Ausbeutekurven nicht mehr nach unten ab, sondern verlaufen in der

Sättigung weiter, die man daher als reell ansehen kann. In Fig. 10 ist dieser Sachverhalt dargestellt. Die Ausbeutekurve ist aus mehreren Meßreihen, die zeitlich einige Wochen auseinanderliegen, zusammengestellt worden. Nach den letzten Beobachtungen mit dem Poloniumzähler sind dann für $E/p_0 = 64$ und 67 einmal Zählungen bei 15 Volt über der Einsatzspannung (dargestellt durch Kreuze) und das andere Mal nach Einstellen der erforderlichen Zählspannung (dargestellt durch schwarze Kreise) gemacht worden. Untersuchungen bei höheren E/p_0 -Werten vorzunehmen, hatte keinen Sinn,

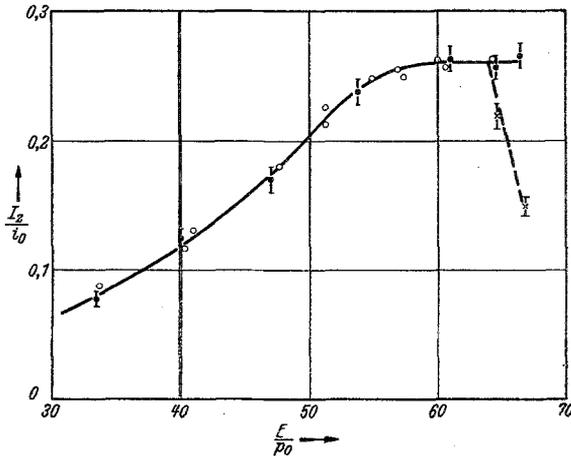


Fig. 10. Endgültige Ausbeitemessungen.

da nach den schon früher gemachten Beobachtungen die Zählspannung sehr stark absinkt und die Charakteristiken immer mehr deformiert werden. Die letzte Meßreihe ist in den folgenden Tabellen 1 und 2 zusammengestellt.

Das aus den sechs Messungen gemittelte I_0 hat den Wert $7,68 \cdot 10^{-14}$ Amp., das sind $4,8 \cdot 10^5$ El/sec. Schwächt man die Strahlung mit den beiden Filtern, so errechnet sich i_0 zu:

$$i_0 = I_0 \cdot f = 4,8 \cdot 10^5 \cdot 9,5 \cdot 10^{-6} \text{ El/sec} = 4,57 \text{ El/sec.}$$

Tabelle 1. Messung des Elektronenstromes.

E in Volt/cm	E/p_0	α/p_0	$e^{\alpha d}$	I (10^{-13} Amp.)	I_0 (10^{-14} Amp.)
900	60,5	0,55	60,0	45	7,50
850	57,2	0,475	34,2	26,5	7,75
800	53,8	0,41	21,0	17,1	8,15
750	50,5	0,36	14,5	10,6	7,32
700	47,0	0,295	9,0	6,74	7,50
650	43,7	0,24	5,95	4,76	7,67

Tabelle 2. Zählung der Impulse.

E in Volt/cm	E/p_0	Zähler- spannung	Z/min	Resteffekt R/min	I_z/i_0
a) Zählerspannung = 15 Volt über die Einsatzspannung:					
600	40,3	655	32,4	2,6	0,109
700	47,0	650	48,4	2,6	0,168
800	53,7	643	66,8	2,6	0,234
900	60,5	628	75,1	2,6	0,264
950	64,0	610	60,6	1,6	0,218
1000	67,2	580	43,8	1,2	0,149
b) Zählerspannung eingestellt nach Charakteristik.					
950	64,0	620	71,0	4,0	0,241
1000	67,2	595	74,4	3,2	0,267

5. Die Genauigkeit der Beobachtungen.

Die möglichen Fehlerquellen, die bei der Bestimmung des Quotienten I_z/i_0 auftreten können, sollen hier für die einzelnen Faktoren getrennt diskutiert werden. Für die Lage der Kurvenpunkte kommt in erster Linie der statistische Fehler der Zählung in Frage, denn i_0 ist für die Gesamtkurve als Konstante zu betrachten, die zwar ebenfalls mit einem gewissen Fehler behaftet ist, der jedoch nur eine Verschiebung der Gesamtkurve bedingen würde und nicht für die Streuung der einzelnen Meßpunkte maßgebend ist. Der statistische Fehler ist für die letzte Meßreihe aus der Anzahl der gezählten Impulse ermittelt worden. Er ist in Fig. 12 für die schwarzen Punkte mit eingezeichnet worden. Für I_0 ergibt sich aus den Einzelbeobachtungen in Tabelle 1 ein mittlerer Fehler von $\pm 4\%$. Dabei ist jedoch zu berücksichtigen, daß I_0 nicht direkt gemessen wurde, sondern aus dem gemessenen Strom, dividiert durch den berechneten Verstärkungsfaktor, ermittelt werden mußte. Da die α -Werte aus einer Kurve entnommen wurden, konnten sie schon durch Ablesefehler ungenau werden, außerdem wird die Kurve selbst mit einem gewissen Fehler behaftet sein, so daß der Wert von $\pm 4\%$ eine untere Grenze des Fehlers von I_0 darstellt. Der Fehler von i_0 setzt sich zusammen aus den Fehlern von I_0 und denen der Filter und beträgt etwa $\pm 7\%$. Um diesen Wert würde die Lage der Gesamtkurve nach oben oder unten verschoben sein.

e) *Diskussion der Ergebnisse.* Das bei allen Meßreihen gefundene maximale Ausbeuteverhältnis I_z/i_0 hat in der Sättigung innerhalb der Fehlergrenzen den gleichen Wert 0,25, d. h. von vier durch Photoeffekt primär erzeugten Elektronen wird eines gezählt. Dieses Ausbeutedefizit, das sich durch die angeführten Fehlerquellen sicher nicht erklären läßt, dürfte voraussichtlich seine Ursache im Bau des Zählers und im Entladungs-

mechanismus selbst haben. Und zwar ist hier der Bau des Netzes von entscheidender Bedeutung. Würde man das Netz zu weitmaschig machen, um einen möglichst großen Teil der Elektronenlawine in den empfindlichen Bereich des Spitzenzählers zu bekommen, so machte sich hierbei der noch stärkere Durchgriff des homogenen Feldes in das Spitzengebiet bemerkbar, und die Zählcharakteristiken würden in noch ungünstigerer Weise beeinflußt werden. Beim Gegenteil, nämlich einem möglichst engmaschigen Netz, wird nun wieder ein zu großer Teil der Elektronen vom Netz abgefangen, d. h. die Wahrscheinlichkeit, daß ein oder mehrere Elektronen einer Lawine in den Spitzenzähler gelangen, wird kleiner. Durch systematisches Ausprobieren der Netzformen müßte sich ein Optimum an Ausbeute erreichen lassen. Zusammenfassend läßt sich zu dem Meßergebnis sagen: Die gemessene Ausbeute erreicht zwar nicht den Wert 1, sie liegt aber mit 25% in der Größenordnung der theoretisch geforderten, wodurch schon ein wesentlicher Vorteil gegenüber Lichtzählern anderer Bauart gewonnen ist.

Nach Abschluß meiner Messungen wurde mir eine Arbeit von Kiepenheuer¹⁾ bekannt, der eine ähnliche Zähleranordnung für sichtbares Licht entwickelt hat. Es besteht zwischen den beiden Apparaturen der wesentliche Unterschied, daß Kiepenheuer die Photoelektronen im Hochvakuum erzeugt, sie auf mehrere Tausend Volt beschleunigt und durch eine dünne Folie in den Zähler hineinschießt. Es sollen sehr günstige photoelektrische Ausbeuten erreicht worden sein, die für blaues Licht bei 4000 Lichtquanten/Entladung liegen; es sind eben nur sehr hohe Beschleunigungsspannungen erforderlich, die in meinem Falle umgangen werden konnten.

Meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. H. Kulenkampff, der die Anregung zu dieser Arbeit gab, möchte ich für sein ständiges und förderndes Interesse danken. Ich danke ferner Herrn Dozent Dr. H. Raether sowie Herrn Dr. habil. W. Christoph, die mir mit wertvollen Ratschlägen zur Seite standen. Der Firma Carl Zeiss-Jena danke ich für die Überlassung des Quarz-Doppelmonochromators, sowie dem Glaswerk Schott & Gen. für die nach eigenen Angaben angefertigten und ausgemessenen Filter.

Jena, Physikalisches Institut der Universität, Juni 1938.

¹⁾ K. O. Kiepenheuer, ZS. f. Phys. 107, 145, 1937.